



ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ БРЭГГОВСКИХ СТРУКТУР ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ И УСИЛЕНИЯ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-РАЗВИТЫМИ АКТИВНЫМИ СРЕДАМИ

*Н.С. Гинзбург, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев, В.Р. Барышев,
К.Е. Дорфман, В.Ю. Заславский, А.М. Малкин, Р.М. Розенталь*

Приведен обзор новых возможностей генерации и усиления пространственно-когерентного излучения с помощью брэгговских структур планарной геометрии. В частности, рассмотрены схемы черенковских генераторов с двумерной распределенной обратной связью, исследована возможность использования указанного механизма для синхронизации излучения лазерных активных сред (лазеры с двумерной распределенной обратной связью). Обсуждаются электронные усилители на основе планарных брэгговских волноводов.

Введение

Двумерная распределенная обратная связь (РОС) [1-7] была первоначально предложена для синхронизации излучения мощных релятивистских электронных потоков ленточной и трубчатой конфигурации. При этом предполагалось использование тормозного индуцированного излучения электронов, которые совершают осцилляторное движение либо в поле ондулятора (ЛСЭ), либо в однородном магнитном поле (МЦАР). Проведенный к настоящему времени теоретический анализ таких типов автогенераторов показал перспективность использования двумерной РОС в условиях, когда один из поперечных размеров рабочего пространства на несколько порядков превосходит длину волны излучения. Двумерная РОС реализуется с помощью двумерных брэгговских резонаторов планарной и коаксиальной геометрии, моделирование и «холодное» тестирование которой демонстрирует их высокую селективность по двум координатам. В настоящее время проводятся интенсивные экспериментальные исследования планарной (ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН) [8] и коаксиальной (Страдклайдский университет, Великобритания и ИПФ РАН) [9] схем ЛСЭ с двумерной РОС.

Вместе с тем не вызывает сомнений, что потенциальные возможности нового механизма организации обратной связи далеко еще не исчерпаны. Основной целью

настоящей работы является расширение сферы приложений данного механизма, в частности, применительно к автогенераторам черенковского типа с прямолинейными электронными пучками, а также к лазерным активным средам. В этой связи следует отметить, что в исходном одномерном варианте РОС была предложена в квантовой электронике [10, 11], где получила широкое распространение в полупроводниковых лазерах. В данной работе будет показана перспективность двумерного, а в принципе, и трехмерного обобщения указанного механизма, результатом которого может явиться синхронизация излучения пространственно-развитых активных сред. Кроме того в данной работе обсуждается возможность увеличения объема пространства взаимодействия путем увеличения расстояния между пластинами, образующими двумерный брэгговский резонатор, при поддержании его селективирующих характеристик. С этой целью предлагается использовать связь распространяющихся и квазикритических мод.

Важно подчеркнуть, что для электронных систем использование планарных брэгговских структур не исчерпывается только генераторными задачами. На основе таких структур могут быть реализованы сверхразмерные волноводы с высокой степенью фильтрации мод. Подобные волноводы могут быть использованы в различных схемах усилителей, в том числе в усилителях с поперечным током. При этом, хотя речь идет об однопериодических брэгговских структурах, подобная задача, по существу, является двумерной и в этой связи рассматривается в заключительном разделе работы.

1. Основные свойства двумерных брэгговских структур планарной геометрии

Двумерный брэгговский резонатор может быть выполнен в виде отрезка планарного волновода длиной l_z , шириной l_x и зазором между пластинами a_0 (рис. 1, а). На внутренние стенки волновода нанесена двояко-периодическая гофрировка, трансляционные векторы \vec{h}_{\pm} которой имеют угол φ по отношению друг к другу (рис. 1, б),

$$a(x, z) = \frac{a_1}{2} \cos(\bar{h}_x x) \cos(\bar{h}_z z) = \frac{a_1}{4} (\cos(\bar{h}_x x + \bar{h}_z z) + \cos(\bar{h}_x x - \bar{h}_z z)), \quad (1)$$

где a_1 – глубина гофрировки, $\bar{h}_x = 2\pi/d_x$ и $\bar{h}_z = 2\pi/d_z$ – проекции трансляционных векторов решетки \vec{h}_{\pm} (рис. 1, б), d_x и d_z – периоды по соответствующим координатам. На такой гофрировке возникает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волн, распространяющихся в двух взаимно-перпендикулярных направлениях,

$$\vec{E} = \text{Re} \left[\left(A_+ \vec{E}_a e^{-ih_a z} + A_- \vec{E}_a e^{ih_a z} + B_+ \vec{E}_b e^{-ih_b x} + B_- \vec{E}_b e^{ih_b x} \right) e^{i\omega t} \right], \quad (2)$$

если волновые числа парциальных волн h_a и h_b удовлетворяют условию брэгговского резонанса

$$h_a \approx \bar{h}_z, \quad h_b \approx \bar{h}_x. \quad (3)$$

В общем случае волны A_{\pm} и B_{\pm} могут отличаться как поперечной (по оси y) структурой поля $\vec{E}_j(y)$ (которая соответствует структуре одной из собственных волн планарного волновода), так и постоянными распространения $h_a \neq h_b$ (см. рис. 1, б). В частном случае перпендикулярных друг к другу трансляционных векторов решетки ($\varphi = 90^\circ$, $\vec{h}_x = \vec{h}_z$) все четыре парциальные волны должны иметь одинаковое число вариаций поля вдоль координаты y и равные волновые числа $h_a = h_b = h$. Условие брэгговского резонанса (3) в этом случае принимает вид

$$h \approx \bar{h}, \quad (3a)$$

где $\bar{h} = \bar{h}_{x,z} = \bar{h}_{\pm}/\sqrt{2}$.

В рамках приближения геометрической оптики при больших параметрах Френеля $l_x^2/\lambda_z \gg 1$, $l_z^2/\lambda_x \gg 1$, взаимное рассеяние парциальных волн на двумерной брэгговской решетке может быть описано уравнениями связанных волн [2, 3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} \mp i\delta A_{\pm} \pm i\alpha(B_{+} + B_{-}) &= 0, \\ \frac{\partial B_{\pm}}{\partial x} \mp i\delta B_{\pm} \pm i\alpha(A_{+} + A_{-}) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\delta = h - \bar{h}$ – отстройка от брэгговского резонанса (3a); $A_{\pm}(x, z)$, $B_{\pm}(x, z)$ – медленно меняющиеся амплитуды. В случае рассеяния волн низшего (ТЕМ) типа коэффициент связи на синфазной двумерной синусоидальной гофрировке равен $\alpha = a_1 \bar{h}/8a_0$.

Представляя решение линейной системы уравнений в виде $\sim e^{i\Lambda_x x} e^{i\Lambda_z z}$, приходим к дисперсионному уравнению для нормальных волн в безграничной двумерной брэгговской структуре

$$(\delta^2 - \Lambda_x^2)(\delta^2 - \Lambda_z^2) - 4\alpha^2 \delta^2 = 0. \quad (5)$$

На рис. 2 показаны дисперсионные поверхности в области $\delta > 0$ (при $\delta < 0$ указанные поверхности являются зеркальным отображением представленных на рисунке). Дисперсионные поверхности имеют два листа. Лист II пересекает вертикальную ось в точке $\delta = 2\alpha$ (имеется также зеркальное отражение в точке $\delta = -2\alpha$). В этих точках располагаются экстремумы функции $\delta(\Lambda_x, \Lambda_z)$, соответствующие минимуму групповой скорости волн. Как будет показано ниже, в случае ограниченных структур частоты одного из семейств собственных мод системы лежат в окрестности указанных экстремумов $\delta = \pm 2\alpha$. Данное семейство мод, по существу, аналогично модам

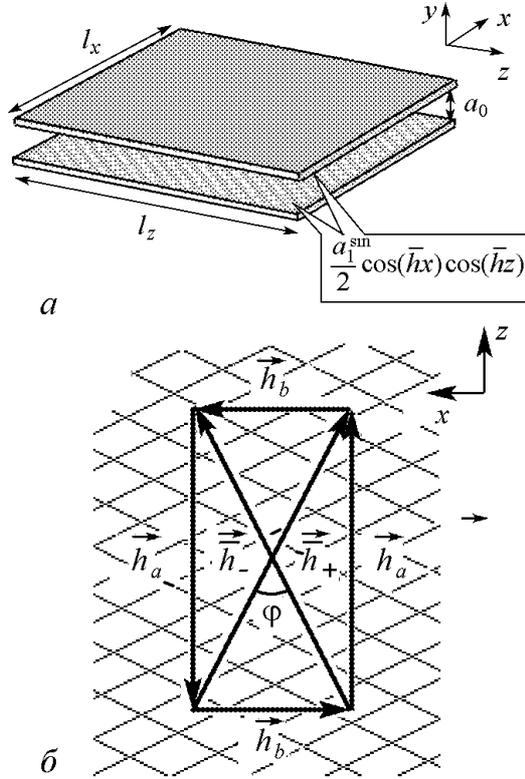


Рис. 1. а – схема двумерного брэгговского резонатора планарной геометрии; б – диаграмма, иллюстрирующая процесс рассеяния парциальных волн: $\vec{h}_{a,b}$ – волновые векторы парциальных волн, \vec{h}_{\pm} – трансляционные векторы решетки

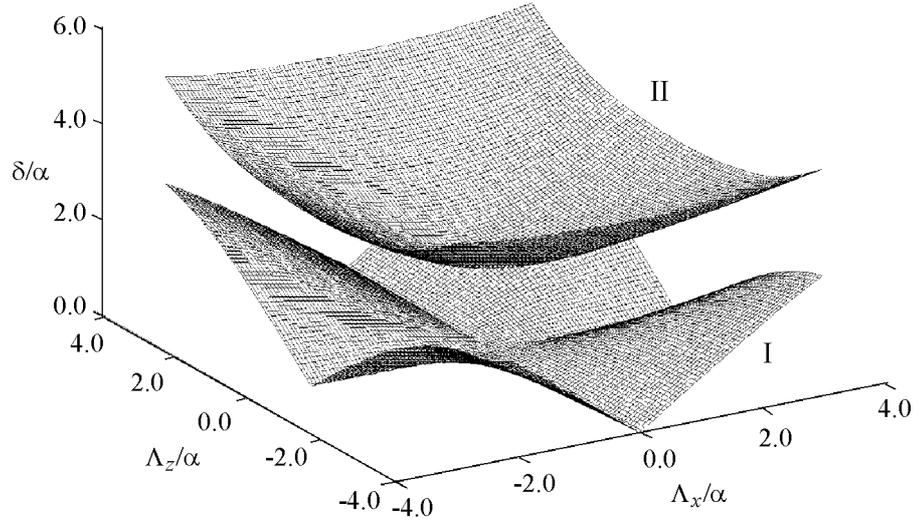


Рис. 2. Дисперсионные характеристики парциальных волн двумерной брэгговской структуры в рамках приближения геометрической оптики

одномерной брэгговской структуры [12-13]. Принципиальным отличием двумерных структур является наличие дополнительного листа I, проходящего через точку $\delta = 0$. В результате в ограниченной системе наиболее высокодобротные моды оказываются в окрестности брэгговской частоты.

Для строгого определения спектра собственных мод двумерного брэгговского резонатора уравнение (4) следует дополнить граничными условиями, которые в предположении об отсутствии потоков электромагнитной энергии извне и идеальном согласовании для парциальных волн на границах гофрировки могут быть представлены в виде,

$$\begin{aligned}
 A_+(x, 0) &= 0, \\
 A_-(x, l_z) &= 0, \\
 B_+(0, z) &= 0, \\
 B_-(l_x, z) &= 0.
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Частоты $\omega_{n,m} \approx c\bar{h} + c \operatorname{Re} \delta_{n,m}$ и добротности $Q_{n,m} \approx \bar{h}/2\operatorname{Im} \delta_{n,m}$ собственных мод определяются соответственно реальной и мнимой частями отстройки δ , для которой в условиях сильной связи волн $\alpha l_{x,z} \gg 1$ из решения краевой задачи (4), (6) имеем [3]

$$\delta_{n,m} = \pm \frac{\pi^2 mn}{2\alpha l_z l_x} + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2 l_z l_x} \left(\frac{n^2}{l_z} + \frac{m^2}{l_x} \right),
 \tag{7a}$$

$$\delta_{n,m} = \pm \left[2\alpha + \frac{\pi^2}{4\alpha} \left(\frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2} \right) \right] + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2} \left(\frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^2}{l_x^3} \right),
 \tag{7б}$$

где n и m продольный и поперечный индексы мод. Как следует из (7), собственные моды резонатора расположены (I) в окрестности частоты точного брэгговского резонанса $\bar{\omega} = \bar{h}c$ (то есть $\delta = 0$), а также (II) вблизи границы зоны брэгговского

рассеяния $\delta \approx \pm 2\alpha$ (рис. 3). Очевидно, что моды семейства II (76) имеют аналоги в спектре мод одномерных брэгговских резонаторов. Специфической особенностью двумерных брэгговских резонаторов является наличие высокодобротных мод семейства I в центре брэгговской полосы в отсутствие дефектов гофрировки (7а). Для сравнения отметим, что в традиционной одномерной брэгговской структуре высокодобротная мода в центре брэгговской полосы возникает при внесении дефекта гофрировки [12, 13]. Наличие мод вблизи брэгговской частоты отличает двумерные брэгговские структуры и от широко исследуемых в настоящее время фотонных кристаллов, в которых формирование мод также требует наличия дефекта. При этом, с точки зрения использования в генераторах с пространственно развитыми активными средами, очевидным достоинством двумерных брэгговских структур является то, что поля мод не сосредоточены вблизи дефекта, а распределены по всей поверхности структуры.

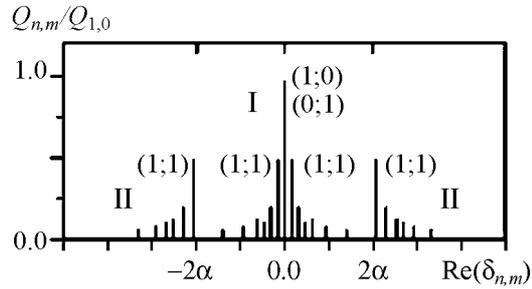


Рис. 3. Спектр мод двумерного брэгговского резонатора в рамках приближения геометрической оптики

Максимальной добротностью обладают моды с индексами $\{n = 0, m = 1\}$ и $\{n = 1, m = 0\}$ (см. рис. 3). Эти моды вырождены по частоте, которая совпадает с брэгговской частотой, а в случае $l_x = l_z$ – и по добротности. Структуры полей парциальных волн основной моды, а также мод с индексами $\{n = 1, m = 1\}$ приведены на рис. 4. Таким образом, двумерный брэгговский резонатор обладает высокой селективностью как по продольному n , так и по поперечному m индексу. Такая селективность обеспечена высвечиванием потоков электромагнитной энергии не только в продольном $\pm z$ направлении (как это имеет место в традиционных одномерных брэгговских резонаторах), но дополнительно и в поперечном $\pm x$ направлениях.

Далее в разделе 2 будет использована еще одна интересная особенность отражения плоских волн от двумерной брэгговской структуры. Как следует из результатов работы [3], при наклонном падении волны с частотой, равной брэгговской ($\delta = 0$) $A_+ = A_0 \exp(ik_{\perp}x)$, где k_{\perp} – поперечное волновое число, в выражении для поля отраженной волны

$$A_- = A_0 \frac{\alpha^2 l_z}{1 + \alpha^2 l_x l_z} \frac{1 - \exp(ik_{\perp}l_x)}{ik_{\perp}} \quad (8)$$

отсутствует фазовый множитель, зависящий от поперечной координаты x . Это означает, что отраженная волна при любых углах падения распространяется строго по нормали к торцу двумерного зеркала. Однако модуль коэффициента отражения естественно уменьшается с ростом угла падения:

$$|R|^2 = \left(\frac{\alpha^2 l_x l_z}{1 + \alpha^2 l_x l_z} \cdot \frac{\sin(k_{\perp}l_x/2)}{k_{\perp}l_x/2} \right)^2. \quad (9)$$

Подобный эффект «выпрямления» волнового фронта может быть использован для синхронизации излучения широких ленточных пучков путем установки двумерных брэгговских структур вне пространства взаимодействия.

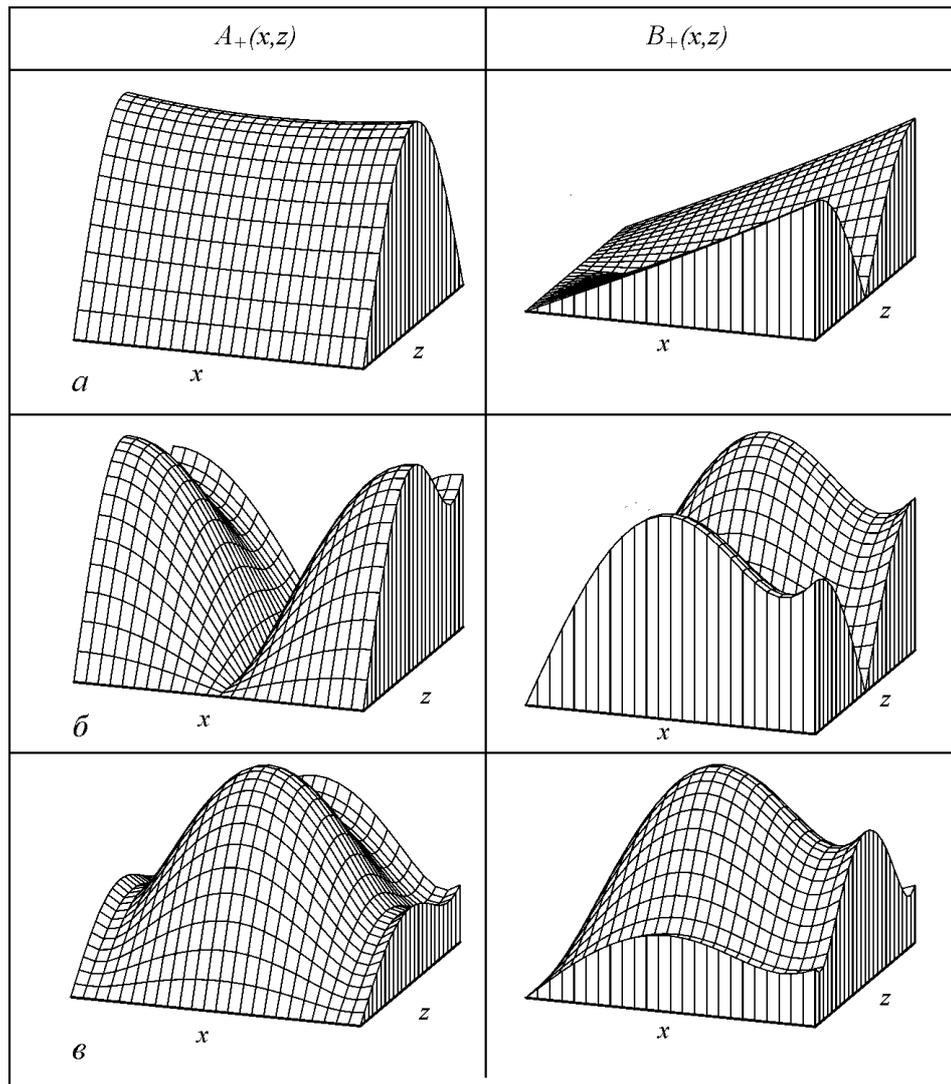


Рис. 4. Пространственные структуры полей парциальных волн A_+ и B_+ основной наиболее добротной моды $\{m = 0, n = 1\}$ (*a*), а также мод $\{m = 1, n = 1\}$ в окрестности $\delta \approx 0$ (*б*) и $\delta \approx \pm 2\alpha$ (*в*)

2. Использование двумерной РОС в черенковских генераторах с ленточными пучками

Существует, по крайней мере, две возможности использования двумерной РОС в генераторах черенковского типа. Одна из них заключается в том, что двумерная брэгговская структура играет не только роль резонатора (подобно ЛСЭ), но и периодической замедляющей системы. При этом электронный поток синхронно взаимодействует с пространственной гармоникой одной из четырех парциальных волн, формирующих поле двумерной решетки. Вторая возможность состоит в том, что в области взаимодействия планарного электронного пучка с волной используется традиционная замедляющая система, а синхронизатор в виде двумерной брэгговской структуры располагается вне пространства взаимодействия в виде дополнительного зеркала.

2.1. Черенковские мазеры с двумерной РОС. В принципе, черенковское взаимодействие может быть организовано с пространственной гармоникой любой из четырех парциальных волн (2), составляющих поле двумерной брэгговской структуры. Будем считать, что поступательная скорость электронов направлена вдоль оси z . В ситуации, изображенной на рис. 5, *а*, электроны взаимодействуют с синхронной пространственной гармоникой попутной парциальной волны A_+ , распространяющейся в направлении $+z$. Соответствующее условие синхронизма может быть представлено в виде

$$\omega \approx (h_a + \bar{h}_z) v_{||} \quad \text{или} \quad h_e \approx h_a + \bar{h}_z, \quad (10)$$

где $h_e = \omega/v_{||}$.

Существует также возможность синхронизировать с пучком пространственную гармонику одной из парциальных волн B_{\pm} , распространяющихся в поперечном направлении (рис. 5, *б*). В этом случае условие синхронизма принимает вид

$$h_e \approx h_b + \bar{h}_z \text{tg} \psi. \quad (11)$$

Однако при этом двумерная брэгговская структура должна быть повернута на небольшой угол ψ к направлению распространения пучка.

В условиях синхронизма (10) только парциальная волна A_+ , распространяющаяся вдоль электронного пучка, взаимодействует с частицами. Волны B_{\pm} , распространяющиеся поперек движения пучка, обеспечивают синхронизацию излучения от различных частей широкого электронного пучка. В предположении медленности изменения амплитуд парциальных волн $A_{\pm}(x, z, t)$, $B_{\pm}(x, z, t)$ в пространстве и времени, а также малости относительных изменений энергии частиц, возбуждение

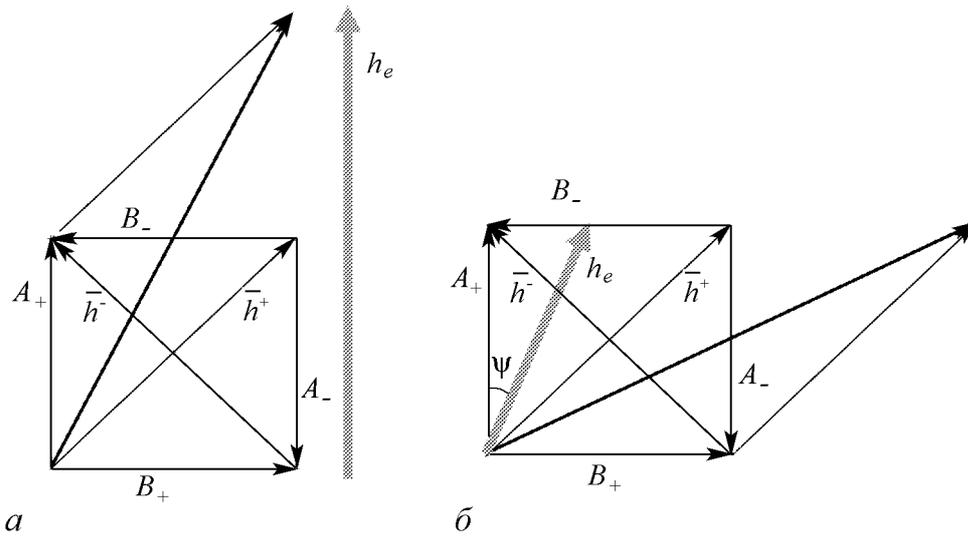


Рис. 5. Диаграмма, иллюстрирующая при $\varphi = \pi/2$ черенковское взаимодействие электронного пучка с пространственными гармониками различных парциальных волн двумерной брэгговской структуры: *а* – синхронизм с попутной волной A_+ и *б* – синхронизм с поперечно распространяющейся волной B_+

двумерного брэгговского резонатора прямолинейным электронным пучком описывается системой уравнений, аналогичным ЛСЭ с двумерной РОС (ср. с [5, 6]),

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_+ + i\hat{\alpha} (\hat{B}_+ + \hat{B}_-) &= J, \quad J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{A}_- + i\hat{\alpha} (\hat{B}_+ + \hat{B}_-) &= 0, \\ \left(\pm \frac{\partial}{\partial X} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \hat{B}_\pm + i\hat{\alpha} (\hat{A}_+ + \hat{A}_-) &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta &= \text{Re} (\hat{A}_+ e^{i\theta}). \end{aligned} \quad (12)$$

Граничные условия для парциальных волн даются соотношениями (6). В случае инжекции моноэнергетического электронного пучка граничные условия для частиц имеют стандартный вид

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{1}{\beta_{||}} \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta, \quad (13)$$

где $\Delta = (\bar{\omega} - h_a v_{||} - \bar{h}_z v_{||}) / \bar{\omega} C$ – расстройка электронного синхронизма (10) на несущей частоте, в качестве которой при записи (12) выбрана брэгговская частота. В уравнениях (12) использованы следующие безразмерные величины: $Z = \bar{h} C z$, $X = \bar{h} C x$, $\tau = \bar{\omega} t C$, $\bar{\omega} = \bar{h} c$, $\theta = \bar{\omega} t - h_a z - \bar{h}_z z$ – фаза электрона по отношению к синхронной пространственной гармонике, $\hat{\alpha} = \alpha / \bar{h} C$, $(\hat{A}_\pm, \hat{B}_\pm) = e \kappa \mu (A_\pm, B_\pm) / m c \bar{\omega} \gamma_0 C^2$, параметр усиления

$$C = \left(\frac{e \hat{I}_0 \lambda^2 K^2 \mu}{m c^3 8 \pi \gamma_0 a_0} \right)^{1/3}, \quad (14)$$

\hat{I}_0 – ток инжекции на единицу поперечного размера, $\mu \approx \gamma_0^{-2}$ параметр инерционной группировки [13], коэффициент связи электронов с волной

$$K = \frac{3 \bar{h} a_1 \sinh(4 \bar{h} b)}{4 \sinh(4 \bar{h} a_0)}, \quad (15)$$

b – расстояние от ленточного электронного пучка до стенки волновода. Электронный КПД дается соотношениями

$$\eta = \frac{C}{\mu (1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2 \pi L_x} \int_{-L_x/2}^{+L_x/2} dX \int_0^{2\pi} \left(\frac{\partial \theta}{\partial Z} - \Delta \right) \Big|_{Z=+L_z/2} d\theta_0. \quad (16)$$

В рассматриваемом случае динамика двумерного черенковского лазера аналогична динамике ЛСЭ [4]. Временные зависимости КПД для значений параметров, при которых происходит установление стационарного режима колебаний, представлены на рис. 6, а. В стационарном режиме пространственное распределение полей

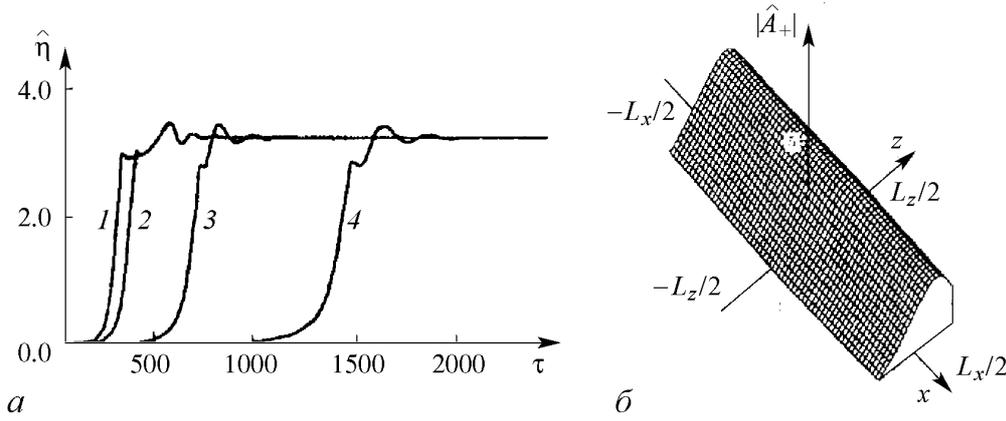


Рис. 6. Установление стационарного режима генерации в черенковском лазере с синхронной попутной волной A_+ для $L_z = 4.0$, $\Delta = -1.8$; a – зависимости электронного КПД от времени при различной ширине системы: 1 – $L_x = 0.8$, $\hat{\alpha} = 1.25$; 2 – $L_x = 3.2$, $\hat{\alpha} = 0.63$; 3 – $L_x = 12.8$, $\hat{\alpha} = 0.32$; 4 – $L_x = 28.8$, $\hat{\alpha} = 0.21$; b – пространственное распределение парциальной волны \hat{A}_+ в стационарном режиме генерации для параметров, соответствующих кривой 3

парциальных волн A_{\pm} и B_{\pm} (рис. 6, б) близко к распределению полей высокочастотной (основной) моды холодного резонатора (ср. с рис. 4, а). Частота установившихся автоколебаний также близка к частоте этой моды, то есть брэгговской частоте. Условия самовозбуждения основной моды могут быть представлены в форме

$$P = \hat{\alpha}^2 L_x L_z^4 \geq 250, \quad \Delta L_z \approx \pi. \quad (17)$$

Важно отметить, что поперечное распределение амплитуды резонансной волны A_+ не зависит от поперечной координаты x , чем обеспечивается одинаковый отбор энергии для всех фракций электронного пучка. Из системы уравнений (12) следует, что в стационарном режиме генерации ($\partial/\partial\tau = 0$) при возбуждении основной моды зависимость амплитуд волн B_{\pm} от поперечной координаты может быть представлена в виде

$$\hat{B}_+ = \hat{\alpha} X (\hat{A}_+ + \hat{A}_-), \quad \hat{B}_- = \hat{\alpha} (L_x - X) (\hat{A}_+ + \hat{A}_-), \quad (18)$$

что позволяет свести (12) к форме

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{A}_+}{dZ} + i\hat{\alpha}^2 L_x (\hat{A}_+ + \hat{A}_-) &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{d\hat{A}_-}{dZ} - i\hat{\alpha}^2 L_x (\hat{A}_+ + \hat{A}_-) &= 0, \\ \frac{d^2\theta}{dZ^2} &= \text{Re} (\hat{A}_+ e^{i\theta}). \end{aligned} \quad (19)$$

Таким образом, для системы постоянной длины $L_z = \text{const}$ распределение волн по продольной координате, равно как и электронный КПД, не меняется, если удовлетворено соотношение $\hat{\alpha}^2 L_x = \text{const}$. Подобная автомодельность позволяет увеличивать

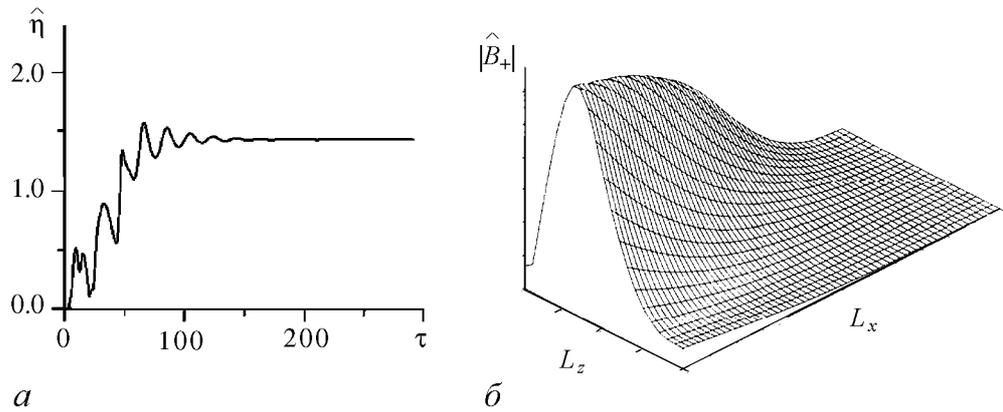


Рис. 7. Установление стационарного режима генерации в черенковском лазере с синхронной поперечно-распространяющейся волной B_+ : a – зависимости КПД от времени; b – пространственное распределение волны \hat{B}_+ в стационарном режиме генерации при $\hat{\alpha} = 0.12$, $\Delta = 0$, $L_z = 12$, $L_x = 4$

ширину пространства взаимодействия l_x при соответственном уменьшении коэффициента связи (например, глубины гофрировки a_1). Численное решение нестационарных уравнений (12) подтверждает этот вывод. При $L_z \leq 5$ стационарный режим синхронизации сохраняет устойчивость, по крайней мере, до $L_x \leq 30$ (при параметре усиления $C \approx 5 \cdot 10^{-3}$ это соответствует параметру сверхразмерности $l_x/\lambda \approx 10^3$). Однако время переходного процесса увеличивается с увеличением ширины системы (см. рис. 6, a).

Следует отметить, что устойчивый режим одночастотных колебаний соответствует возбуждению основной волны, реализуемому при небольшом превышении параметра P над пороговым значением. При дальнейшем увеличении этого параметра и соответствующем подборе расстройки синхронизма наблюдается селективное возбуждение других мод резонатора, например моды $\{n = 1, m = 1\}$. При значительном превышении P над порогом реализуются многочастотные автомодуляционные режимы генерации, в которых пространственная структура выходного излучения периодически или хаотически эволюционирует во времени [6].

В режиме взаимодействия с поперечной волной B_+ в условии синхронизма (11) уравнения, описывающие динамику лазера, отличаются от уравнений (12) переносом фактора возбуждения из уравнения (12а) в уравнение (12в). Для этого случая зависимость КПД от времени и структура поля синхронной с пучком волны B_+ в стационарном режиме генерации приведены на рис. 7.

2.2. Планарные лампы обратной волны с внешней синхронизацией излучения в двумерной брэгговской структуре. Рассмотрим модель планарной ЛОВ, на коллекторном конце которой вне области взаимодействия электронов с синхронной волной расположена двумерная брэгговская структура (рис. 8). Излучение в двумерную брэгговскую структуру попадет после отражения от дополнительного рефлектора, расположенного с катодной стороны системы (подобный катодный отражатель типичен, к примеру, для релятивистских ЛОВ и может представлять собой закритическое сужение, отражатель резонансного типа и т.д.).

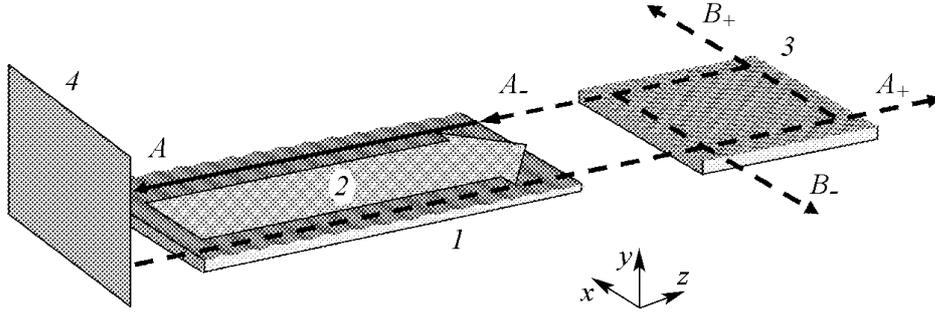


Рис. 8. Схема планарной ЛОВ с внешним двумерным брэгговским рефлектором: 1 – замедляющая система ЛОВ, 2 – ленточный электронный пучок, 3 – брэгговская структура, 4 – катодный отражатель

В приближении относительно малого изменения энергии электронов динамика ЛОВ описывается известной системой уравнений [14]

$$\begin{aligned} \left(-\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) A_- &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \theta &= \text{Re}(A_- e^{i\theta}) \end{aligned} \quad (20)$$

с граничными условиями $\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi)$, $\left(\frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right) \theta \Big|_{Z=0} = \Delta$, где Δ – расстройка синхронизма на несущей частоте, в качестве которой выбрана брэгговская частота.

Рассеяние волн в брэгговской структуре, нормированные поперечный и продольный размеры которой L_{\perp} и L_{\parallel} , соответственно, опишется следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial Z}\right) A_{\pm} \mp i\alpha (B_+ + B_-) &= 0, \\ \left(\frac{\partial}{\partial \tau} \pm \frac{\partial}{\partial X}\right) B_{\pm} \mp i\alpha (A_+ + A_-) &= 0. \end{aligned} \quad (21)$$

Предположим, что поле A_- на выходе из брэгговской структуры непосредственно попадает на вход ЛОВ, а на вход ее поступает волна A_+ , повторяющая с учетом запаздывания поле на выходе ЛОВ ($Z = 0$). Считая, что параметры Френеля всех волновых потоков достаточно велики, дифракцией пренебрегаем. Кроме того, полагаем, что групповые скорости волн в ЛОВ и брэгговской структуре одинаковы и близки к скорости света.

В режиме свободных колебаний поведение ЛОВ определяется единственным параметром – безразмерной длиной L^{BWO} . Условие самовозбуждения генератора выполнено при $L^{BWO} > 2$. Режим стационарной генерации устойчив до $L^{BWO} \leq 2.9$, когда имеет место переход к режиму автомодуляции выходной амплитуды. Для исследования режима синхронизации выберем длину ЛОВ $L^{BWO} = 2.4$, так чтобы дополнительные отражения от брэгговской структуры не приводили к по-

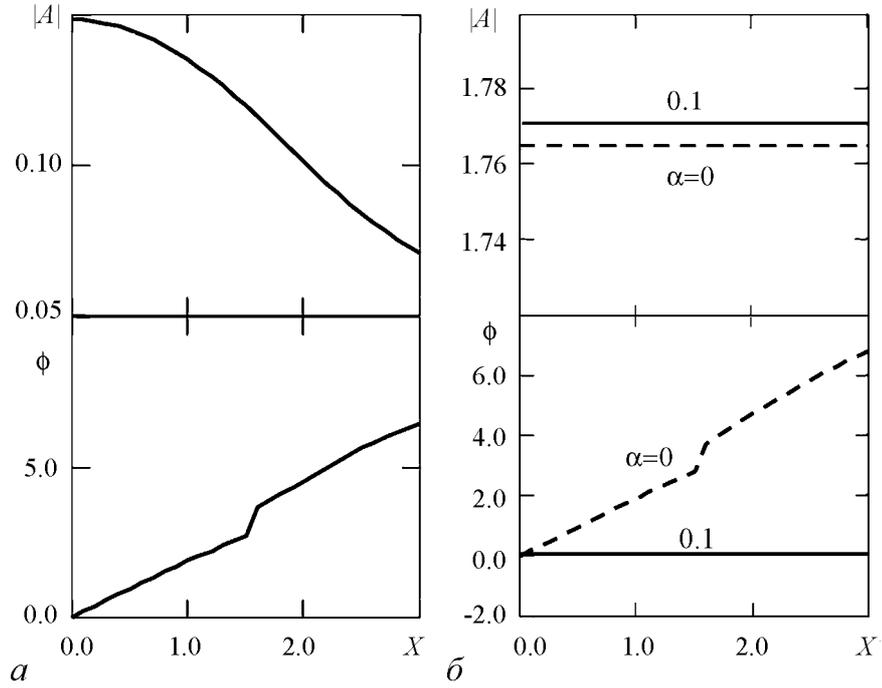


Рис. 9. Моделирование планарной ЛОВ. Поперечное распределение амплитуды и фазы рабочей волны при $\Delta = 0$: a – начальный момент времени; b – установившийся режим. Штриховые кривые – внешний синхронизатор отсутствует $\alpha = 0$, сплошные кривые – установлен внешний синхронизатор с $\alpha = 0.1$

явлению многочастотной генерации. Поперечный размер ЛОВ выберем порядка ее длины $L_{\perp} = 3$, а длину брэгговской структуры $L_{\parallel} = 1$.

Рассмотрим вначале поведение системы при равенстве брэгговской и собственной частот ЛОВ ($\Delta = 0$). В режиме свободных колебаний ($\alpha = 0$), после окончания переходного процесса модуль поля выходного излучения принимает постоянное вдоль поперечного сечения значение, в то время как распределение фазы практически повторяет начальное (рис. 9, a), то есть фактически является случайным. Введение брэгговской структуры приводит к установлению однородного распределения фазы по поперечной координате (рис. 9, b). Заметим, что коэффициент отражения от брэгговской структуры, при котором возникает поперечная синхронизация, достаточно мал (согласно (9) при $\alpha = 0.3$ отражается менее 5% падающей мощности). Количественно процесс синхронизации удобно характеризовать функционалом

$$F(\tau) = \int_0^{L_{\perp}} \left| \frac{\partial A_+(0, X, \tau)}{\partial X} \right|^2 dX,$$

описывающим изменение фазы рабочей волны. Режиму синхронизации соответствует резкий спад величины F , при этом время синхронизации уменьшается с ростом коэффициента связи α (рис. 10).

При изменении расстройки синхронизма Δ , которое в реальной системе может быть обусловлено нестабильностью ускоряющего напряжения, режим синхро-

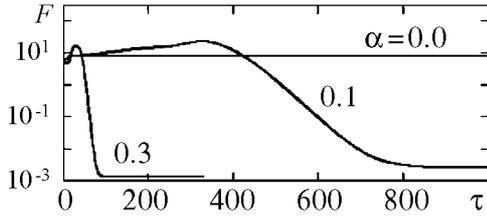


Рис. 10. Поведение функционала $F(\tau)$ при различных коэффициентах связи α во внешнем синхронизаторе ($\Delta = 0$)

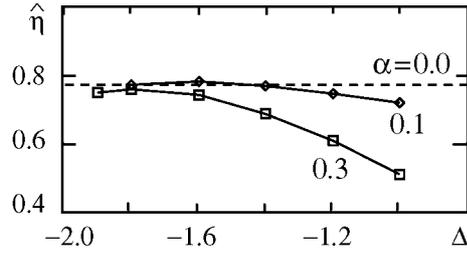


Рис. 11. Изменение приведенного КПД планарной ЛОВ при варьировании расстройки Δ между частотой свободной генерации и брэгговской частотой

низации сохраняется в полосе изменения расстроек $\delta\Delta \sim 1$ (рис. 11). Увеличение коэффициента связи расширяет полосу синхронизации, однако при этом за счет увеличения потерь на излучение поперечных волн B_{\pm} происходит снижение волнового КПД, связанного с излучением волны A_{+} .

3. Синхронизация излучения двумерных лазерных активных сред

Отличительной особенностью электронного пучка, как активной среды, является существенная анизотропия коэффициента усиления – вследствие эффекта Доплера электроны могут синхронно взаимодействовать и усиливать только один из парциальных волновых потоков, формирующих поле двумерного брэгговского резонатора. В данном разделе исследована возможность использования двумерных брэгговских структур для синхронизации излучения двумерных лазерных активных сред. Предполагается, что такая среда обеспечивает изотропное усиление всех парциальных волновых потоков, независимо от направления их распространения. Таким образом, рассматривается модель планарной двумерной активной среды, помещенной в двумерную брэгговскую структуру, обеспечивающей распределенную обратную связь (рис. 12). Например, двумерная брэгговская структура может представлять собой среду, диэлектрическая проницаемость которой на участке протяженностью l_x вдоль координаты x и l_z вдоль координаты z имеет следующую модуляцию:

$$\varepsilon(x, z) = 1 + \varepsilon_0 \cos(\bar{h}z) \cos(\bar{h}x). \quad (22)$$

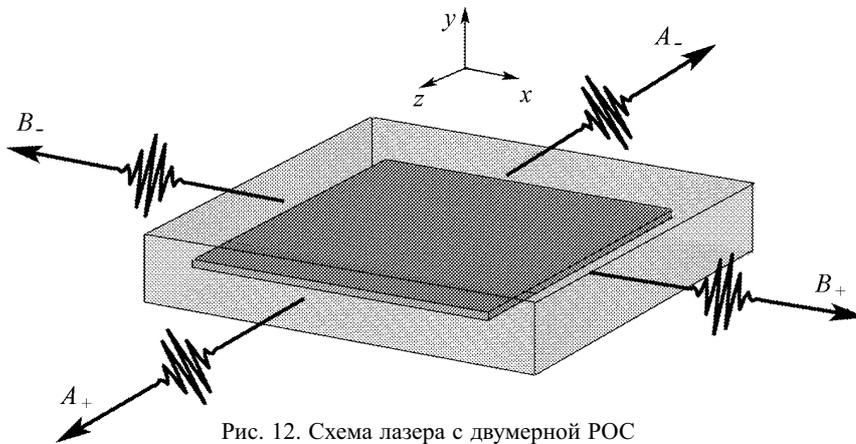


Рис. 12. Схема лазера с двумерной РОС

На подобной решетке в условиях (3) будет возникать связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волновых потоков (2), распространяющихся в $\pm z$ и в $\pm x$ направлениях.

Для описания активной среды используем двухуровневую модель, где в отсутствие взаимодействия накачка обеспечивает разность населенностей между двумя рабочими уровнями. Частота перехода ω_0 полагается равной брэгговской частоте $\bar{\omega}$. Взаимодействие поля с активной средой будем описывать в рамках полуклассической модели [11, 15]

$$\begin{aligned} \left(\Delta - \frac{\varepsilon(x, z)}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A &= -\frac{4\pi}{c} P, \\ \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + \frac{1}{T_2} \frac{\partial P}{\partial t} + \left(\frac{1}{4T_2^2} + \omega_0^2 \right) P &= -\frac{2\omega_0 |\mu|^2}{\hbar c} A \rho, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\rho - \rho_e}{T_1} &= \frac{2}{\hbar \omega_0 c} A \frac{\partial P}{\partial t}, \end{aligned} \quad (23)$$

где $A(x, z, t)$ – вектор-потенциал электромагнитного поля, $P(x, z, t)$ – поляризация активной среды, $\rho(x, z, t)$ – разность населенностей, μ – дипольный момент, T_1 и T_2 – времена релаксации инверсии и поляризации, ρ_e – равновесное значение инверсии в отсутствие взаимодействия.

Следуя [15], представим поляризацию и инверсию среды в следующем виде:

$$\begin{aligned} P &= \text{Re} \left(i \left(P_{z+} e^{i(\omega t + h z)} + P_{z-} e^{i(\omega t - h z)} + P_{x+} e^{i(\omega t + h x)} + P_{x-} e^{i(\omega t - h x)} \right) \right), \\ \rho &= \rho_0 + \text{Re} \left(\rho_{2z} e^{2ihz} + \rho_{2x} e^{2ihx} + \rho_{z-x} e^{2ih(z-x)} + \rho_{z+x} e^{2ih(z+x)} \right), \end{aligned} \quad (24)$$

где $P_{z,x\pm}$, ρ_0 , $\rho_{2z,2x}$, $\rho_{z\mp x}$ – медленно меняющиеся в пространстве и времени амплитуды. Процесс генерации будем исследовать в балансном приближении, предполагая, что время поперечной релаксации мало по сравнению с другими временными масштабами. В этом случае компоненты поляризации могут быть выражены в виде

$$\begin{aligned} \hat{P}_{z+} &= \beta \hat{T}_2 \left(2\hat{A}_+ \hat{\rho}_0 + \hat{A}_- \hat{\rho}_{2z} + \hat{B}_+ \hat{\rho}_{z-x} + \hat{B}_- \hat{\rho}_{z+x} \right), \\ \hat{P}_{z-} &= \beta \hat{T}_2 \left(2\hat{A}_- \hat{\rho}_0 + \hat{A}_+ \hat{\rho}_{2z}^* + \hat{B}_+ \hat{\rho}_{z+x}^* + \hat{B}_- \hat{\rho}_{z-x}^* \right), \\ \hat{P}_{x+} &= \beta \hat{T}_2 \left(2\hat{B}_+ \hat{\rho}_0 + \hat{B}_- \hat{\rho}_{2x} + \hat{A}_+ \hat{\rho}_{z-x}^* + \hat{A}_- \hat{\rho}_{z+x} \right), \\ \hat{P}_{x-} &= \beta \hat{T}_2 \left(2\hat{B}_- \hat{\rho}_0 + \hat{B}_+ \hat{\rho}_{2x}^* + \hat{A}_+ \hat{\rho}_{z+x}^* + \hat{A}_- \hat{\rho}_{z-x} \right), \end{aligned} \quad (25)$$

где $\beta = |\mu|^2 \rho_e / 2\hbar \omega_0^3$ – нормированная плотность атомов активной среды, $\hat{\rho} = \rho / \rho_e$,

$$\hat{P}_{z,x\pm} = P_{z,x\pm} q / \omega_0, \quad \left(\hat{A}_{\pm}, \hat{B}_{\pm} \right) = (A_{\pm}, B_{\pm}) q \omega_0 / c, \quad \hat{T}_{1,2} = \omega_0 T_{1,2}, \quad q = (\rho_e \hbar \omega_0)^{-1/2}. \quad (26)$$

Процесс усиления волн в активной среде, а также их взаимного рассеяния может быть описан следующей системой усредненных уравнений:

$$\begin{aligned}
\mp \frac{\partial \hat{A}_{\pm}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{A}_{\pm}}{\partial \tau} + i\alpha (\hat{B}_+ + \hat{B}_-) &= \hat{P}_{z\pm}, & \mp \frac{\partial \hat{B}_{\pm}}{\partial X} + \frac{\partial \hat{B}_{\pm}}{\partial \tau} + i\alpha (\hat{A}_+ + \hat{A}_-) &= \hat{P}_{x\pm}, \\
\frac{\partial \hat{\rho}_0}{\partial \tau} + \frac{(\hat{\rho}_0 - 1)}{\hat{T}_1} &= - (\hat{A}_+ \hat{P}_{z+}^* + \hat{A}_- \hat{P}_{z-}^* + \hat{B}_+ \hat{P}_{x+}^* + \hat{B}_- \hat{P}_{x-}^*), \\
\frac{\partial \hat{\rho}_{2z}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{2z}}{\hat{T}_1} &= - (\hat{A}_+ \hat{P}_{z-}^* + \hat{A}_- \hat{P}_{z+}^*), & \frac{\partial \hat{\rho}_{2x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{2x}}{\hat{T}_1} &= - (\hat{B}_+ \hat{P}_{x-}^* + \hat{B}_- \hat{P}_{x+}^*), \\
\frac{\partial \hat{\rho}_{z+x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{z+x}}{\hat{T}_1} &= - (\hat{A}_+ \hat{P}_{x-}^* + \hat{A}_- \hat{P}_{x+}^* + \hat{B}_+ \hat{P}_{z-}^* + \hat{B}_- \hat{P}_{z+}^*), \\
\frac{\partial \hat{\rho}_{z-x}}{\partial \tau} + \frac{\hat{\rho}_{z-x}}{\hat{T}_1} &= - (\hat{A}_+ \hat{P}_{x+}^* + \hat{A}_- \hat{P}_{x-}^* + \hat{B}_+ \hat{P}_{z+}^* + \hat{B}_- \hat{P}_{z-}^*),
\end{aligned} \tag{27}$$

где $\tau = \omega_0 t$; $Z, X = \frac{\omega_0}{c} z, x$; α - коэффициент связи парциальных волн на исходной линейной решетке (22). Кроме того, появление наведенных решеток в инверсии (24) приводит к возникновению нелинейной связи всех парциальных потоков. Граничные условия к уравнениям (27) совпадают с (6), а начальные имеют вид

$$\hat{\rho}_0 = 1, \quad \hat{\rho}_{2z,x} = \hat{\rho}_{z\pm x} = 0, \quad \hat{A}_{\pm} = \hat{B}_z = f(x, z), \quad |f| \ll 1.$$

В отсутствие активной среды $\beta = 0$ двумерная брэгговская структура обладает спектром дискретных мод, описываемым соотношением (7). Соответственно условие самовозбуждения может быть представлено в виде

$$\text{Im}(\delta_{1,0}) = 2\beta \hat{T}_2. \tag{28}$$

В предположении, что $l_z > l_x$, максимальной добротностью и, соответственно, минимальным порогом самовозбуждения обладает мода с индексами $\{n = 1, m = 0\}$, частота которой совпадает с брэгговской частотой.

Результаты моделирования нелинейной стадии процесса генерации на основе системы усредненных уравнений (27), также демонстрируют возможность установления режима стационарной одночастотной генерации при размерах системы, существенно превосходящих длину волны. На рис. 13 представлены зависимости накопленной энергии электромагнитного поля от времени при различных превышениях над порогом генерации, соответствующих установлению стационарного режима. На рис. 14, а, б показаны характерные распределения амплитуд парциальных волн в стационарном режиме генерации. Видно, что эти

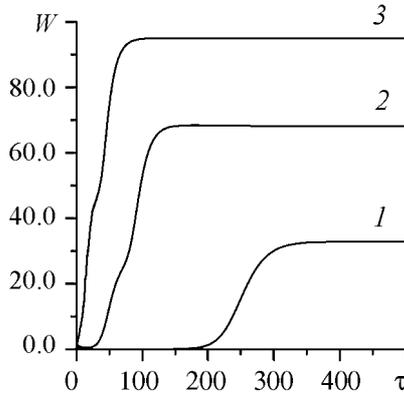


Рис. 13. Зависимость накопленной энергии W электромагнитного поля от времени в процессе установления стационарного режима генерации в лазере с двумерной РОС при $L_z = 5, L_x = 2.5, \alpha = 1, \hat{T}_1 = 1$: $1 - 2\beta \hat{T}_2 = 0.1, 2 - 2\beta \hat{T}_2 = 0.2, 3 - 2\beta \hat{T}_2 = 0.5$

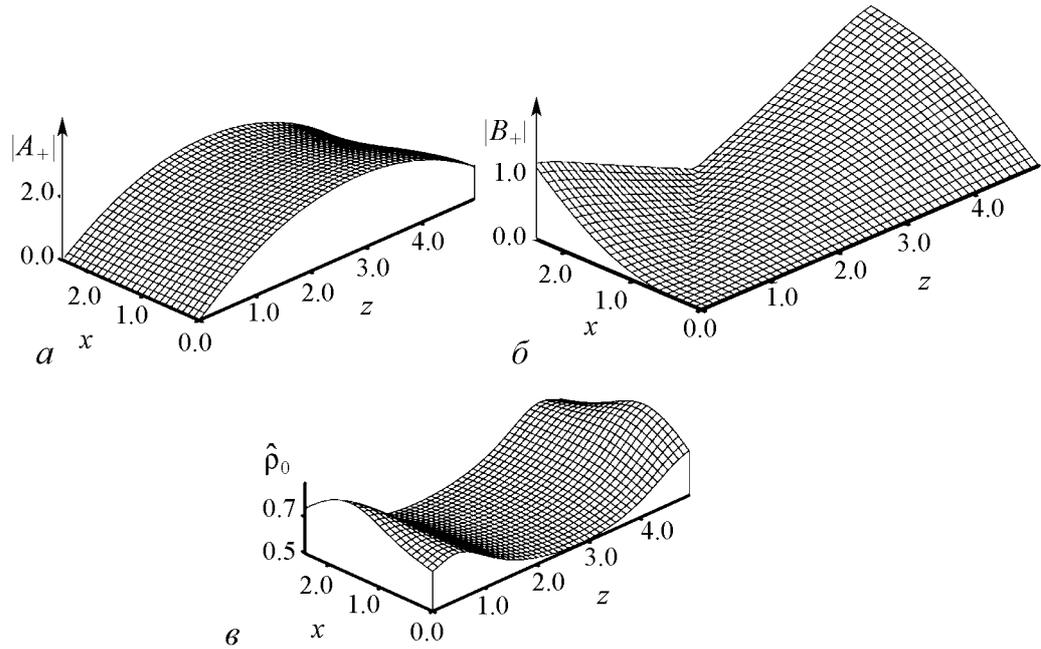


Рис. 14. Пространственные распределения амплитуд парциальных волн (*a*, *б*) и средней инверсии (*в*) в стационарном режиме генерации в лазере с двумерной РОС

распределения аналогичны распределениям полей парциальных волн, образующих наиболее добротную моду двумерного брэгговского резонатора (см. рис. 4, *a*). Пространственное распределение средней инверсии показано на рис. 14, *в*.

Следует отметить, что решения уравнений (27) также обладают автомодельностью. При условии $\alpha L_{x,z} = \text{const}$, $\beta/a = \text{const}$, $\tau/a = \text{const}$ сохраняются абсолютные значения и пространственные распределения амплитуд парциальных волн. Это означает, что если при пропорциональном увеличении размеров активной области уменьшать коэффициент связи волн α и коэффициент усиления β , то можно поддерживать режим синхронизации излучения в активной среде, занимающей большую область. При этом, хотя коэффициент усиления β и, соответственно, плотность активных атомов должны снижаться как α^{-1} , полное число когерентно излучающих атомов $N_0 l_x l_z$ должно возрастать и, соответственно, должна расти интегральная мощность излучения. Время переходного процесса при увеличении линейных размеров системы также должно возрастать.

4. Использование брэгговских структур, основанных на связи квазикритических и распространяющихся волн

Очевидно, что, являясь эффективным селекционирующим элементом, двумерные брэгговские структуры позволяют решать не только проблему повышения интегральной мощности когерентного излучения за счет развития поперечного сечения рабочего пространства, но и открывают дополнительные возможности в продвижении

приборов СВЧ-электроники в коротковолновые диапазоны. В этой связи становится актуальной задача развития объема пространства взаимодействия вдоль второй (узкой) координаты. Данная задача до определенных пределов может быть решена путем использования связи распространяющихся и квазикритических мод [16, 17]. В п. 4.1 рассмотрен гибридный планарный резонатор, составленный из двумерного и одномерного брэгговских зеркал. Отличительной особенностью данного резонатора является использование в одномерном зеркале связи указанных мод. В результате двумерное брэгговское зеркало позволяет осуществить селекцию колебаний по длинной координате x , в то время как предлагаемая модификация одномерного брэгговского зеркала обладает повышенной (по сравнению с традиционными брэгговскими структурами) селективностью вдоль узкой координаты y . В п. 4.2 обсуждаются электронные генераторы планарной геометрии, внутри пространства взаимодействия которых посредством брэгговских структур реализуется связь бегущих и квазикритических волн. Исследуется возможность реализации поперечного дифракционного вывода излучения в планарных схемах гиротрона и оротрона.

4.1. Гибридный планарный резонатор, составленный из двумерного и модифицированного одномерного брэгговских зеркал. Использование в ЛСЭ планарной геометрии гибридного резонатора, составленного из двумерного и одномерного брэгговских зеркал, было предложено в работе [5]. В этой схеме двумерное зеркало расположено со стороны коллектора и позволяет обеспечить синхронизацию излучения поперек электронного потока, то есть по координате x . В то же время брэгговское зеркало, расположенное с анодной стороны является одномерным и относительно небольшие отражения от него необходимы для замыкания цепи обратной связи. При этом, если в качестве выходного отражателя использовать рассмотренную ниже модификацию одномерного брэгговского зеркала, основанного на связи распространяющейся и квазикритической волн, то одновременно возможна организация селекции мод по «узкой» координате y .

В традиционном брэгговском зеркале поле представляет собой набор двух бегущих навстречу волн, непосредственно связанных между собой [13]. В рассматриваемой модификации брэгговского зеркала поле может быть представлено как сумма двух встречно распространяющихся волн

$$\vec{E} = \text{Re} \left(A_+(z) \vec{E}_A(r_\perp) e^{i(\omega_c t - hz)} \right) + \text{Re} \left(A_-(z) \vec{E}_A(r_\perp) e^{i(\omega_c t + hz)} \right), \quad (29a)$$

связь которых осуществляется посредством возбуждения внутри структуры квазикритической моды

$$\vec{E} = \text{Re} \left(B(z) \vec{E}_B(r_\perp) e^{i\omega_c t} \right). \quad (29б)$$

Соответствующее условие брэгговского резонанса имеет вид

$$h \approx \bar{h}, \quad \bar{h} = 2\pi/d. \quad (30)$$

Очевидно, что период структуры d в этом случае больше (до двух раз), чем в традиционном случае. Процесс рассеяния попутной волны во встречную с участием

квазикритической моды описывается следующей системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dA_{\pm}}{dZ} \mp i\Omega A_{\pm} = \pm i\alpha B, \\ \frac{1}{2} \frac{d^2 B}{dZ^2} + \Omega B = \alpha (A_+ + A_-), \end{cases} \quad (31)$$

где $\Omega = (\omega - \bar{\omega})/\bar{\omega}$ - отстройка частоты падающей волны от брэгговской, $Z = \bar{h}z$. Задача решается со следующими граничными условиями для парциальных волн:

$$A_+|_{Z=-L/2} = A_0, \quad A_-|_{Z=L/2} = 0, \quad \frac{dB}{dZ} \mp i\sqrt{2\Omega}B|_{Z=\mp L/2} = 0. \quad (32)$$

На рис. 15 представлены зависимости коэффициента отражения от частоты, демонстрирующие, что в отличие от традиционных брэгговских структур уменьшение коэффициента связи волн α ведет к уменьшению полосы отражений, в то время как максимум коэффициента отражений в отсутствие омических потерь не зависит от величины α и близок к единице (введение омических потерь, очевидно, приводит к уменьшению R_{\max}). Таким образом, можно утверждать, что на связи распространяющихся и квазикритических волн может быть реализован узкополосный отражатель.

Данный вывод подтверждается результатами прямого численного моделирования на основе трехмерного электромагнитного кода [22]. На Рис. 15, б показаны полученные в моделировании зависимости коэффициента отражения от частоты при падении на границу отражателя ТЕМ волны. Брэгговская структура имела период $d = 4$ мм и была рассчитана на связь с квазикритической модой ТМ₂ бесконечного (по оси x) планарного волновода. Коэффициент связи волн для рассматриваемой комбинации мод равен $\alpha = a_1/a_0$. Как видно из рисунка, в окрестности частоты отсечки указанной моды $f \approx 75$ ГГц имеет место практически полное отражение рабочей ТЕМ волны. Вместе с тем для всех остальных мод отражения от рассмотренной брэгговской решетки малы. Таким образом, в случае гибридного двухзеркального резонатора возможна селекция по «второму» (по оси y) поперечному индексу мод.

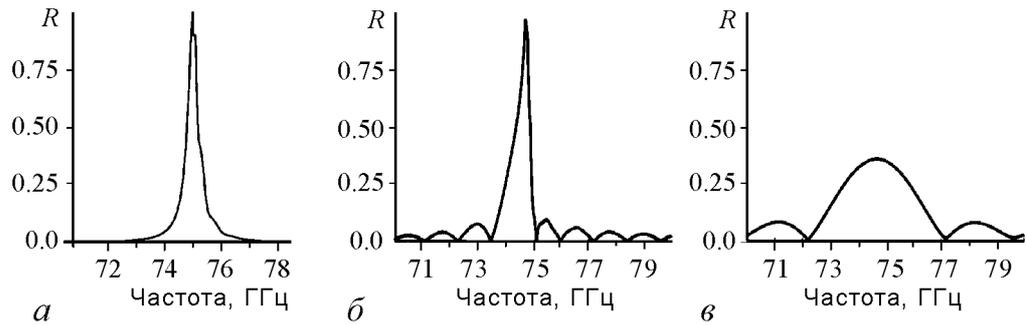


Рис. 15. Частотные зависимости коэффициента отражения от брэгговской структуры, основанной на связи распространяющихся и квазикритической мод: а - аналитическая теория ($l = 12$ см, $\alpha = 0.1 \text{ см}^{-1}$); б - прямое численное моделирование ($l = 12$ см, период гофрировки $d = 4$ мм, глубина гофра $2a_1 = 0.05$ мм, расстояние между пластинами $a_0 = 4$ мм, что соответствует $\alpha = 0.1 \text{ см}^{-1}$). в - коэффициент отражения при непосредственной связи падающей и отраженной волн на периодической структуре с глубиной гофрировки как на рис. б, но с вдвое меньшим периодом

Для сравнения на рис. 15, *в* показана частотная зависимость коэффициента отражения от традиционной брэгговской структуры (прямая связь падающей и отраженной волн) с той же глубиной гофрировки и расстоянием между пластинами, но с вдвое меньшим периодом.

4.2. Планарные модели гиротрона и оротрона с поперечным дифракционным выводом излучения. Очевидно, что для обеспечения эффективной селекции мод по двум координатам, связь бегущих и квазикритических мод может быть реализована непосредственно внутри пространства взаимодействия генератора. Вообще говоря, согласно (2), если трансляционные векторы элементарных решеток направлены под углом отличным от 90° (см. рис. 1, *б*), цикл двумерной распределенной обратной связи может включать в себя моды с разными поперечными (по оси y) индексами. В предельном случае $\varphi \rightarrow 0$ трансляционные вектора становятся параллельными, а волновые числа поперечно распространяющихся парциальных волн h_b стремятся к нулю, то есть эти волны становятся квазикритическими. Таким образом, двумерная брэгговская структура вырождается в одномерную, в которой осуществляется связь квазикритической и двух бегущих навстречу волн A_{\pm} . При этом, если с ленточным электронным пучком взаимодействует одна из бегущих волн, то такой генератор будет представлять собой ЛСЭ, в котором в качестве волны обратной связи используется квазикритическая мода. В таком варианте селекция мод по оси x будет не столь эффективна, как в случае связи с бегущими в поперечном направлении волнами, но появится возможность увеличения расстояния между пластинами, то есть дополнительная селективность по оси y . Существует и альтернативная возможность, когда ленточный электронный поток синхронно взаимодействует с квазикритической модой, а бегущие волны осуществляют вывод энергии. В этом случае может быть реализована схема гиротрона или оротрона с поперечным дифракционным выводом энергии. Такой вывод должен улучшать синхронизацию излучения поперек электронного потока.

Продемонстрируем здесь селективные возможности двумерного планарного брэгговского резонатора, основанного на связи бегущих и квазикритических мод в рамках прямого трехмерного моделирования. Общий вид резонатора показан на рис. 16, *а*. Резонатор был рассчитан на связь двух ТЕМ волн (которые теперь будем полагать распространяющимися в $\pm x$ направлениях) с квазикритической волной TM_1 планарного волновода.

Резонатор возбуждался падающим на торец коротким электромагнитным импульсом с поперечной структурой, представляющей собой ТЕМ волну. Моделирование показывает, что после нескольких проходов волн по резонатору происходит формирование собственных мод, которым в спектре поля соответствуют выделенные линии. На рис. 16, *б* видно установление главной моды с частотой, близкой к частоте квазикритической моды TM_1 $f \approx 30$ ГГц. Распределение поля квазикритической моды в плоскости резонатора (x, z) показано на рис. 16, *в* на примере компоненты электрического поля E_x (которая отсутствует в падающей волне). Потоки энергии вовне, связанные с этой волной, малы по сравнению с потоками, связанными с ТЕМ волнами, которые вытекают в $\pm x$ направлениях. Соответственно на рис. 16, *г* представлено распределение компоненты электрического поля E_y , которая обусловлена вытекающими в $\pm x$ направлениях ТЕМ волнами и имеет структуру, близкую к стоячей волне.

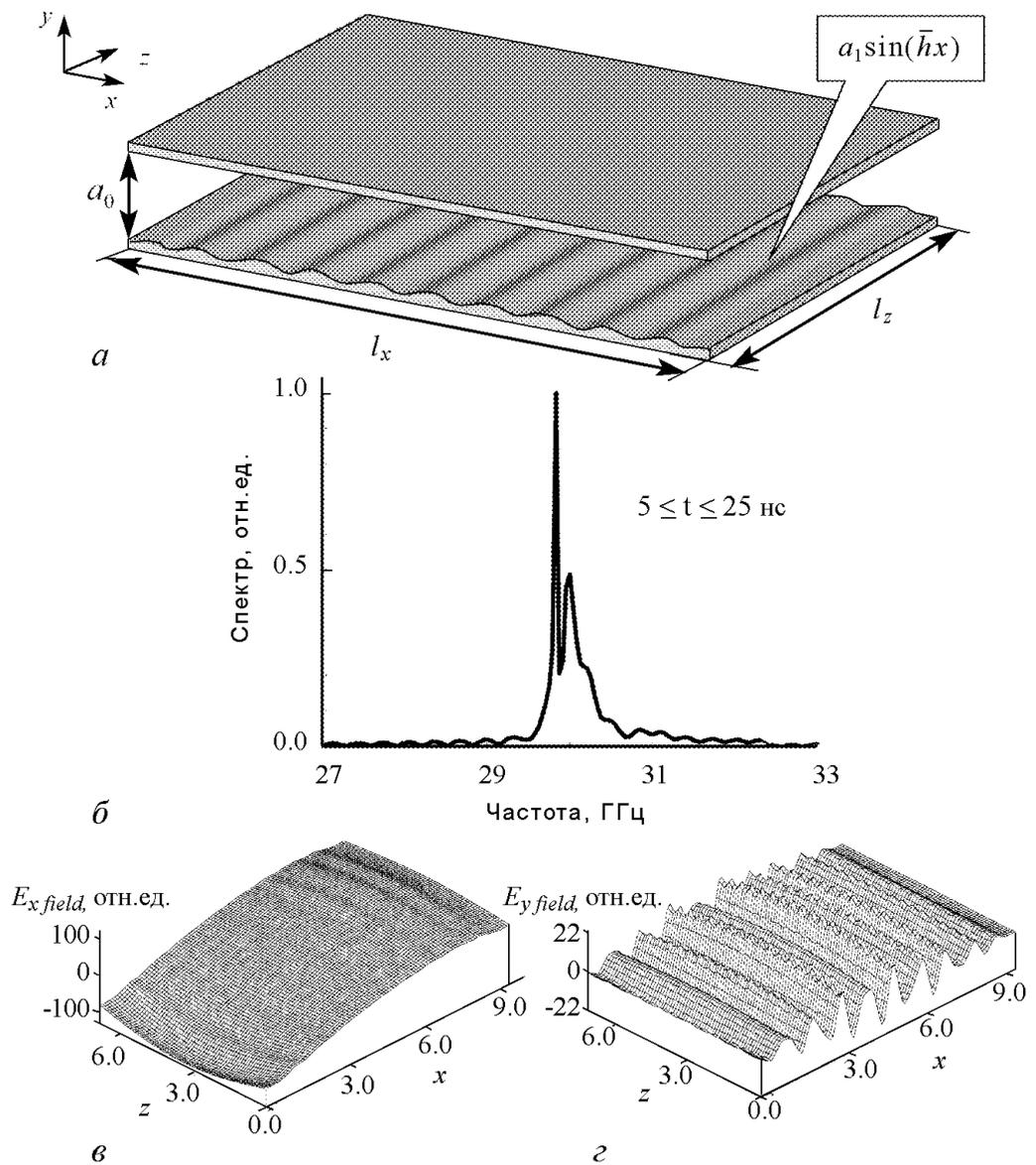


Рис. 16. *a* – схема планарного двумерного брэгговского резонатора, основанного на связи бегущих и квазикритической мод. Результаты моделирования его возбуждения коротким начальным электромагнитным импульсом: *б* – спектр ВЧ-поля в точке, расположенной внутри резонатора; пространственные распределения полей E_x (*в*) и E_y (*г*) в момент времени $t = 10$ нс; $l_x = l_z = 10$ см, $d = 1$ см, глубина гофра $2a_1 = 0.04$ см, расстояние между пластинами $a_0 = 0.5$ см

На рис. 17, 18 представлены результаты моделирования в рамках РИС кода КАРАТ планарной модели гиротрона, в котором благодаря нанесению параллельной направлению движения винтового электронного пучка мелкой гофрировки осуществляется поперечный (по отношению к направлению ведущего магнитного поля) дифракционный вывод энергии. Электронный пучок непосредственно взаимодействует с квазикритической TM_1 волной. Последняя вследствие наличия брэгговской структуры связывается с поперечно распространяющимися ТЕМ волнами, осуществляющими вынос энергии в $\pm x$ направлениях. Одновременно эти волны должны способствовать синхронизации излучения различных частей ленточного пучка. В приве-

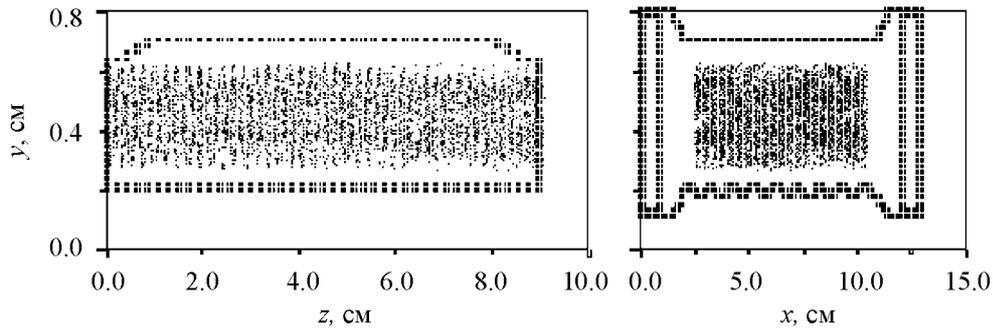


Рис. 17. Схема планарного гиротрона с поперечным выводом энергии в разных сечениях

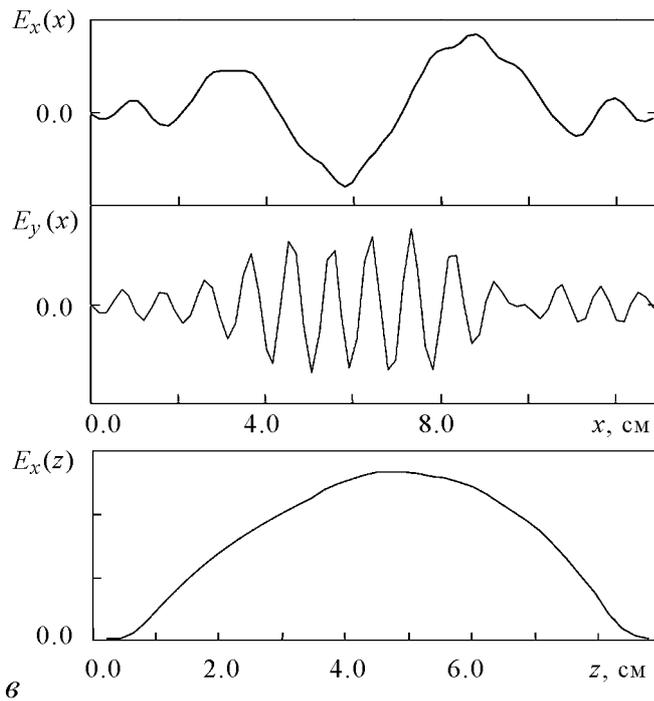
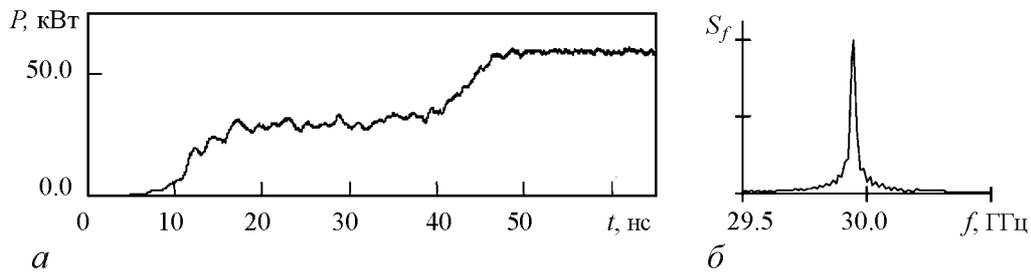


Рис. 18. Моделирование установления стационарного режима генерации в гиротроне с поперечным выводом энергии $I = 8$ А, $U = 50$ кВ, $H = 11.4$ кЭ, питч-фактор $g = 1.5$, частота излучения 30 ГГц. *a* – временная зависимость мощности, выводимая в поперечном направлении; *б* – спектр излучения; *в* – структуры полей рабочей ТМ₁ моды $E_x(x, z)$, а также структура $E_y(x)$ выводной ТЕМ волны в стационарном режиме генерации

денном примере стабильный одночастотный режим генерации реализуется при поперечном размере резонатора до 20 длин волн. Следует отметить, что в «горячем» моделировании возбуждалась мода с большим числом вариаций по поперечной координате x , чем представлено на рис. 16, где среднее сечение волновода оставалось неизменным. В таких условиях максимальной добротностью обладает мода, показанная на рис. 16, *в, з*. Это определяется некоторым различием моделей. В модели гиротрона имело место расширение волновода вне пространства взаимодействия (см. рис. 17) с целью обеспечения более эффективного согласования границ области моделирования. Такая нерегулярность приводила к частичным отражениям и, вообще говоря, ухудшала селективность. Моделирование холодного резонатора с неоднородным профилем, аналогичным изображенному на рис. 17, показывает сближение добротностей мод с различным числом вариаций поля по поперечной координате x . Соответственно реализация одномодового режима генерации в анализируемой модели гиротрона обусловлена, в том числе, электронной селекцией мод.

5. Использование планарных брэгговских волноводов в усилителях с поперечным током

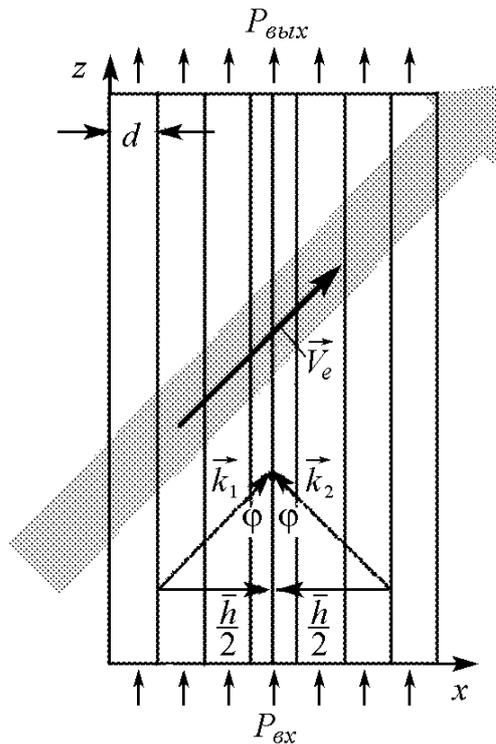


Рис. 19. Схема ЛСЭ усилителя с поперечным током с канализацией излучения в планарном брэгговском волноводе со связью ТМ и ТЕМ волн

в случае, когда обе связанные парциальные волны имеют проекцию волновых векторов (k_{1z}, k_{2z}) , перпендикулярную вектору решетки \vec{h} (рис. 19). При этом возникает поток электромагнитной энергии $\vec{P}_{\text{вых}}$ (вектор Пойнтинга), направленный поперек трансляционного вектора решетки, и, соответственно, вдоль гофрировки. Таким образом,

Усилитель с поперечным током является одной из известных в электронике СВЧ схем, отличительной особенностью которых является поперечное распространение излучения относительно ленточного электронного потока. В случае прямолинейных электронных потоков такой тип взаимодействия может быть реализован с помощью криволинейной гофрировки замедляющей системы [18]. Для криволинейных потоков синхронное взаимодействие может поддерживаться в гладких электродинамических системах [19, 20]. При этом одной из проблем является искажение под влиянием электронного потока поперечной структуры поля усиливаемой волны [20]. Для решения этой проблемы могут быть предложены открытые волноводы на основе одномерных брэгговских структур, которые обладают высокой селективностью по поперечному индексу мод.

Волноводное распространение в брэгговской структуре реализуется в случае,

брэгговский волновод планарной геометрии представляет собой две параллельные пластины, на внутренние поверхности которых нанесена мелкая гофрировка вдоль направления распространения волны. При наличии скачка фазы гофрировки по осевому сечению волновода происходит формирование моды локализованной вблизи дефекта гофрировки, которая обладает значительно меньшими дифракционными потерями по сравнению с другими волноводными модами.

Брэгговская структура (см. рис. 19) может быть использована в качестве волноведущего тракта в ЛСЭ усилителя с поперечным током. Усиливаемое поле может быть представлено в виде двух парциальных волн

$$\vec{A}_s = \vec{y}^0 \operatorname{Re} \left\{ \left(A_+(x, z) e^{i\bar{h}x/2} + A_-(x, z) e^{-i\bar{h}x/2} \right) e^{i\omega t - ih_0 z} \right\}. \quad (33)$$

Предполагается, что электронный пучок синхронен с попутной ему волной A_+ , соответствующее условие синхронизма имеет вид

$$\omega - kv_{\parallel} \approx \Omega_b, \quad (34)$$

где $\Omega_b = 2\pi v_{\parallel}/d_u$ – частота осцилляция электронов в поле ондулятора с периодом d_u , $k = \omega/c$, $\bar{h} = 2\pi/d$, $h_0 = \sqrt{k^2 - \bar{h}^2}/4$, d – период гофрировки. Важно подчеркнуть, что брэгговский волновод позволяет обеспечить максимально возможное доплеровское преобразование частоты вверх, несмотря на то, что групповая скорость усиливаемой волны направлена под значительным углом к поступательной скорости частиц.

Процесс усиления монохроматического сигнала в ЛСЭ усилителя с поперечным током описывается уравнениями, аналогичными уравнениям ЛСЭ генераторов с традиционными одномерными брэгговскими резонаторами [21] при замене временной переменной на пространственную,

$$\begin{aligned} \frac{h_0}{k} \frac{\partial A_+}{\partial Z} + \frac{\bar{h}}{2k} \frac{\partial A_+}{\partial X} + i\alpha A_- &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{h_0}{k} \frac{\partial A_-}{\partial Z} - \frac{\bar{h}}{2k} \frac{\partial A_-}{\partial X} + i\alpha A_+ &= 0, \\ \left(\frac{h_0}{k} \frac{\partial}{\partial Z} + \frac{\bar{h}}{2k} \frac{\partial}{\partial X} \right)^2 \theta &= \operatorname{Re}(A_+ e^{i\theta}). \end{aligned} \quad (35)$$

Здесь $X = k_0 Cx$, $Z = k_0 Cz$, C – параметр усиления, коэффициент связи волн определяется соотношением

$$\alpha = \frac{a_1 \bar{h}}{2ka_0 C} \sin \varphi, \quad (36)$$

где φ – угол между направлением распространения парциальных волн (см. рис.19). Для моделирования удобно ввести новые независимые переменные $\xi = \frac{2k}{\bar{h}} X$,

$\zeta = \frac{k}{2h_0}Z - \frac{k}{h}X$, представив систему (35) в виде

$$\begin{aligned}\frac{\partial A_+}{\partial \xi} + i\alpha A_- &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \\ \frac{\partial A_-}{\partial \zeta} - \frac{\partial A_-}{\partial \xi} + i\alpha A_+ &= 0, \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} &= \text{Re}(A_+ e^{i\theta}).\end{aligned}\quad (37)$$

Если входной сигнал представляет собой волновой пучок, падающий на систему под углом, который соответствует направлению распространения парциальной волны A_+ , то граничные условия к уравнениям (37) примут вид

$$\left. \frac{d\theta}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \delta, \quad \theta|_{\xi=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad A_+|_{\zeta=0} = A_0(\xi), \quad A_+|_{\xi=0} = 0, \quad A_-|_{\xi=L_x} = 0, \quad (38)$$

где δ - расстройка синхронизма. Результаты моделирования процесса усиления представлены на рис. 20. Коэффициент усиления

$$\Gamma = \frac{\int_0^{L_x} (|A_+(\xi)|^2 + |A_-(\xi)|^2) d\xi}{\int_0^{L_x} |A_0(\xi)|^2 d\xi}$$

в рассматриваемом примере при оптимальной расстройке синхронизма достигает 30 дБ. Моделирование показывает, что уже на начальном этапе формируется распределение поля, близкое по структуре к полю основной моды брэгговского волновода. Эта структура в силу достаточно высоких фильтрующих свойств сохраняется в процессе усиления (рис. 20, б).

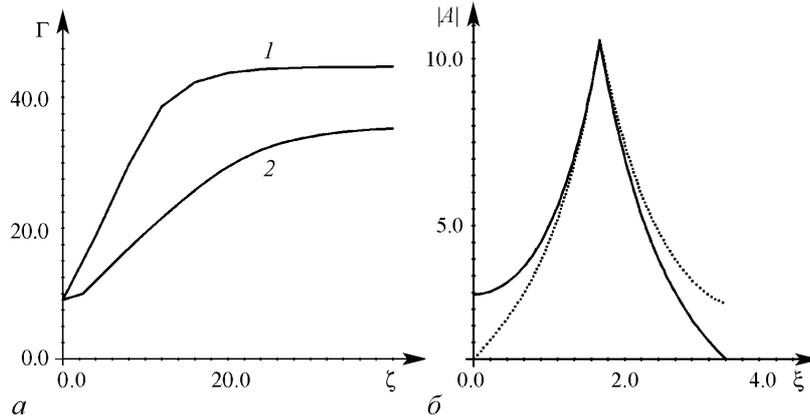


Рис. 20. Моделирование ЛСЭ усилителя с поперечным током $L_x = 3$, $\alpha = 1.5$: а - зависимость коэффициента усиления от продольной координаты при $\delta = 1.5$ (кривая 1) и при $\delta = 0$ (кривая 2); б - поперечная структура парциальных волн A_+ (пунктир) и A_- (сплошная кривая) усиливаемой моды на выходе $L_z = 50$ при оптимальной расстройке $\delta = 1.5$

Заключение

Приведенный анализ демонстрирует, что концепция двумерной распределенной обратной связи обладает значительным инновационным потенциалом. На ее основе может быть реализовано значительное число новых схем генерации когерентного излучения пространственно развитыми активными средами различной физической природы. В данной статье эти возможности были исследованы, прежде всего, на примере черенковского излучения ленточных электронных потоков, а также двумерных лазерных сред. В последнем случае следует отметить, что лазеры с одномерной распределенной обратной связью, реализуемые с помощью одноперiodических брэгговских структур, в настоящее время получили достаточно широкое распространение в квантовой электронике. Проведенный выше анализ показывает перспективность двумерного, а в принципе, и трехмерного обобщения этого механизма с целью получения мощного пространственно-когерентного излучения.

Следует подчеркнуть, что большинство рассмотренных выше моделей не может претендовать на исчерпывающее описание тех или иных источников когерентного излучения. Скорее их целью является демонстрация направлений исследований, конечным итогом которых может явиться как прибор с уникальными параметрами выходного излучения, так и развитие методов описания сложной динамики двумерных, а в будущем и трехмерных активных сред. При этом, если в большинстве современных исследований, посвященных динамике автоколебательных систем, основной интерес сосредоточен на отыскании и анализе сложной (в том числе хаотической) динамики в рамках предельно простых моделей с минимальным числом степеней свободы, то основной целью данного обзора и последующих исследований в значительной степени является обратная задача. А именно, ставится вопрос о получении простых одночастотных режимов генерации в сложных распределенных автоколебательных системах с предельно большим числом степеней свободы. Как показывает проведенный анализ, использование различных модификаций двумерных брэгговских структур позволяет решить задачу управления пространственно-временными характеристиками излучения большого класса автоколебательных систем.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (№04-02-17118, №05-02-17036, №06-02-17129), а также INTAS и фонда «Династия».

Библиографический список

1. *Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., e.a.* FEL driven by high current ribbon REB and operated with two-dimensional feedback (conception and interim results) // Abstracts 14th Int. FEL Conf., Kobe, Japan, 1992. P. 214.
2. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* Two-dimension double-periodic Bragg resonators for free-electron lasers // *Opt. Comm.* 1993. Vol. 96, № 4-6. P. 254.
3. *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* Электродинамические свойства двумерных брэгговских резонаторов // *Радиотехника и электроника.* 1995. Т. 40, № 3. С. 401.
4. *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., e.a.* Theory and design of a free-electron maser with two-dimensional feedback driven by a sheet electron beam // *Phys. Rev. E.* 1999. Vol. 60. P. 935.

5. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Песков Н.Ю. и др. К теории планарных ЛСЭ с комбинированными резонаторами, составленными из одномерного и двумерного брэгговских зеркал // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 16. С. 8.
6. Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. и др. Генерация пространственно когерентного излучения в лазерах на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. XLIV, № 5-6. С. 533.
7. Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Кузиков С.В. и др. Особенности спектра мод планарных структур с двумерной брэгговской гофрировкой (теория и «холодный» эксперимент) // Изв. вузов. Радиофизика. 2005. Т. XLVIII, № 10-11. С. 842.
8. Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Ivanenko V.G., *e.a.* Radiation spectrum of planar FEM at different conditions of 2D distributed feedback realization // Proc. 6th Int. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas», N.Novgorod, Russia, 2005. Vol. 1. P. 271.
9. Konoplev I.V., Cross A.W., Ginzburg N.S., *e.a.* Study of co-axial free electron maser based on two-dimensional distributed feedback // Proc. 6th Int. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas», N.Novgorod, Russia, 2005. Vol. 1. P. 208.
10. Kogelnik H., Shank C.V. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 2327.
11. Ярич А. Введение в оптическую электронику // Москва: «Высшая школа», 1983.
12. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г. // «Резонатор», СССР, Авторское свидетельство № 720592; Б. № 9, 1980.
13. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FEL's with Bragg reflection resonators: cyclotron auto-resonance maser versus ubitrons // IEEE J. Quant. Electr. 1983. Vol.9, E-19. P. 282.
14. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
15. Андреев А.В. Оптическое сверхизлучение: новые идеи и новые эксперименты // УФН. 1990. Т. 160, № 12. С. 1.
16. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., *e.a.* Improving selectivity of free electron maser with 1D Bragg resonator using coupling of propagating and trapped waves // Phys. Rev. ST-AB. 2005. Vol. 8. P. 040705.
17. Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu. Mode selection in FEL-oscillators based on coupling of propagating and trapped waves // Proc. 6th Int. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas», N.Novgorod, Russia, 2005. Vol. 1. P. 233.
18. Dann D.A., Harman W.A., Field L.M., Kino G.S. Theory of the Transverse-Current Traveling-Wave Tube // Proc. IRE. 1956. P. 879.
19. Жураховский В.А. Нелинейная теория гирорезонансной лампы поперечной волны (гирос-ЛПВ) // Радиотехника и электроника. 1969. Т. 14, № 1. С. 128.
20. Быков Ю.В., Гапонов А.В., Петелин М.И. К теории МЦР-усилителя с бегущей волной и поперечным электронным потоком // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. XVII, № 8. С. 1219.
21. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., *e.a.* Mode competition and control in free electron devices with one and two dimensional Bragg resonators // IEEE Trans. on Plasma Science. 1996. Vol. 24, № 3. P. 770.

22. *Peskov N. Yu., Ginzburg N. S., Denisov G. G., et al.* Peculiarities of mode spectrum of planar 2D Bragg resonator (theory and experiment) // Proc. 6th Int. Workshop «Strong Microwaves in Plasmas», N.Novgorod, Russia, 2005. Vol. 1. P. 321.

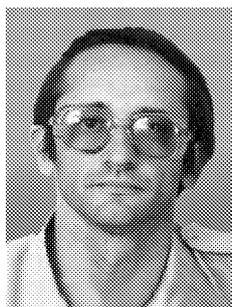
*Институт прикладной физики РАН
Нижний Новгород*

Поступила в редакцию 28.06.2006

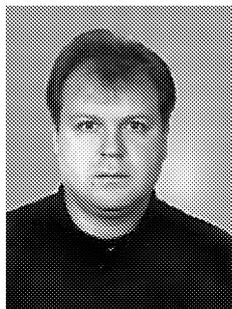
THE USE OF PLANAR BRAGG STRUCTURES FOR GENERATION AND AMPLIFICATION OF COHERENT RADIATION FROM SPATIALLY-EXTENDED ACTIVE MEDIA

*N.S. Ginzburg, N.Yu. Peskov, A.S. Sergeev, V.R. Baryshev,
K.E. Dorfman, V.Yu. Zaslavsky, A.M. Malkin, R.M. Rozental*

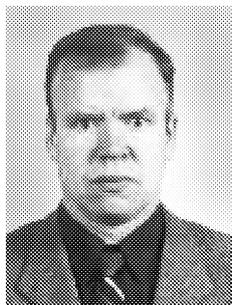
A number of novel possibilities of generation and amplification of spatially coherent radiation using planar Bragg structures is reviewed. In particular, we study schemes of Cherenkov oscillators with 2D distributed feedback, and a possibility of using this mechanism for synchronization of radiation of active laser media. Electronic amplifiers based on planar Bragg waveguides are discussed as well.



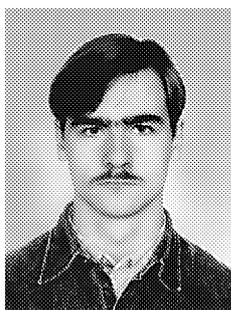
Гинзбург Наум Самуилович – родился 1952 году, доктор физико-математических наук, профессор, ведущий научный сотрудник, заведующий Сектором теории релятивистских электронных СВЧ-приборов Института прикладной физики РАН. Область интересов – лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, релятивистские гиротроны, многочастотные процессы в электронных СВЧ-приборах с распределенным взаимодействием, эффекты канализации и сверхизлучения, плазменные и пучковые неустойчивости. Лауреат премии им. Ленинского комсомола (1980), Государственной премии РФ (2003). Автор более 200 статей и обзоров по указанной проблематике.



Песков Николай Юрьевич – родился в 1966 году, старший научный сотрудник, зам. заведующего Отделом высокочастотной релятивистской электроники Института прикладной физики РАН, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов – теоретическое и экспериментальное исследование лазеров и мазеров на свободных электронах, их нелинейная динамика, электронная оптика, электродинамические системы. Награжден медалью РАН для молодых ученых (2000). Опубликовал около 100 статей в отечественных и зарубежных журналах.



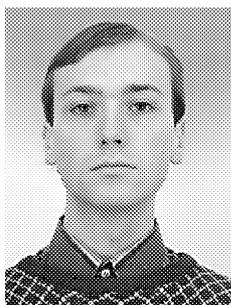
Сергеев Александр Сергеевич – родился в 1957 году. Окончил механико-математический факультет Горьковского государственного университета в 1980 году, работает в Институте прикладной физики РАН, старший научный сотрудник, кандидат физико-математических наук. Область научных интересов – математическое моделирование сложной динамики в приборах электроники больших мощностей. Автор более 150 статей в отечественных и зарубежных журналах.



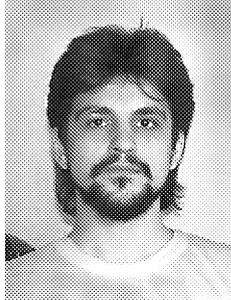
Барышев Владимир Рудольфович – 1982 года рождения, младший научный сотрудник Института прикладной физики РАН, аспирант. Область научных интересов – лазеры на свободных электронах, мазеры на циклотронном резонансе, эффекты канализации и сверхизлучения.



Дорфман Константин Евгеньевич – родился в 1986 году, в 2002 году поступил, а в 2006 году получил степень бакалавра в Высшей школе общей и прикладной физики при Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского. Лаборант-исследователь Института прикладной физики РАН. Область научных интересов – релятивистская высокочастотная электроника, селекция мод, нелинейная оптика.



Заславский Владислав Юрьевич – родился в 1981 году, окончил радиофизический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского (2004). Младший научный сотрудник Института прикладной физики РАН, аспирант. Область научных интересов – релятивистская высокочастотная электроника, мазеры на свободных электронах, электродинамика, селекция мод. Автор около 15 публикаций в российских и зарубежных изданиях.



Малкин Андрей Михайлович – родился в 1979 году, окончил Высшую школу общей и прикладной физики при Нижегородском государственном университете им. Н.И. Лобачевского (2002). Младший научный сотрудник Института прикладной физики РАН, стипендиат фонда «Династия». Область научных интересов – релятивистская высокочастотная электроника, нелинейная динамика. Автор около 20 публикаций в российских и зарубежных изданиях.



Розенталь Роман Маркович – родился в 1977 году. Окончил радиофизический факультет Нижегородского государственного университета (1999), после окончания работает в Институте прикладной физики РАН. Область научных интересов – исследование динамики мощных релятивистских приборов вакуумной СВЧ-электроники. Опубликовал более 20 статей в отечественных и зарубежных журналах.